# 核天体物理实验中的原位正电子湮灭测量方法*

林琴[1]，宋路洋[1]，苏俊[1#]，陈鑫[1]，谌枳霖[1]，张昊[1]，盛耀德[1]，张立勇[1]，何建军[1]，陈思泽[2]，谌阳平[3]，金仕纶[4]，卢飞[5]，肖丹[2]，章勇[2]，南巍[3]，蒋宇辰[3]，张玉强[3]，张扬[3]，田竣文[3]，江信之[1]，陈银吉[1]，王琳[1]，覃之巍[1]，刘峰成[1]

(1. 北京师范大学核科学与技术学院, 北京 100875；
2. 中国科学院合肥物质科学研究院核能安全技术研究所，合肥 230031
3. 中国原子能科学研究院，北京 102413；
4. 中国科学院近代物理研究所，兰州 730000；
5. 中国科学院上海高等研究院，上海 201210；
)

**摘要：** 在核天体物理关心的热核反应中，有一些可以产生短寿命的正电子放射性产物，这些反应产物发射的正电子会在靶中与电子发生湮灭，继而产生一对能量为 511 keV 的 γ 射线，可以通过测量这一对 γ 射线来得到反应产额，从而计算出核反应截面以及天体物理 *S* 因子。以往的实验通常将靶辐照后转移到屏蔽体内进行离线活度测量，近期有研究提出了在实验终端上原位测量正电子湮灭的方法，该方法主要是借助 511 keV-511 keV γ 射线对的方向相反特性，利用探测阵列的对向单元进行空间符合测量，压制本底干扰。本文基于近期自主研发的大型模块化 BGO 阵列 LAMBDA-II，在地面实验室利用强流质子束打靶，对这一方法进行了实验研究和验证，为将来进一步将该方法应用到核天体物理研究中奠定了良好的基础。

**关键词：** 核天体物理；正电子湮灭；原位测量；天然本底；
**中图分类号: TL8 文献标志码： A doi：**

## 1 引言

在恒星演化的过程中，轻核素聚变成为重核素的热核反应扮演了极为关键的角色，它们不但产生了恒星对抗自身引力收缩的能量，而且是宇宙中重元素核合成的主要途径之一。天体物理感兴趣能区(伽莫夫窗口)的热核反应截面是恒星核合成计算的关键输入参数，是核天体物理研究恒星演化不可缺少的数据。然而在大部分恒星环境中，热核反应的伽莫夫窗口远低于其库仑位垒，导致反应截面极小，实验上测量非常困难。这一方面是由于反应产额极低，需要很强的束流或很长的实验时间来提高反应产物的统计量。另一方

**收稿日期：** 2023-10-07; **修改日期：** 2024-03-29
**基金项目：** 国家重点研发项目(2022YFA1603301)； 国家自然科学基金项目(12275026)；
**作者简介：** 林琴(1998—), 男(汉), 籍贯(江西赣州), 博士研究生，从事核天体物理研究； E-mail: linshen1@mail.bnu.edu.cn
**通信作者：** 苏俊，E-mail: sujun@bnu.edu.cn

面是由于探测器的本底远高于反应产生的效应，很难鉴别出反应产物。长期以来核天体物理发展了多种测量技术来解决这一问题，不断将热核反应的实验测量能量向伽莫夫窗口推进。例如，利用几 mA 甚至更强的束流轰击靶，提高反应产额[1,2]；将实验装置转移到地下实验室，利用地下实验室良好的屏蔽压制宇宙射线带来的本底[3,4]；利用符合测量方法同时测量两个或以上的反应产物压制探测器本底[5,6]；采用活化法测量反应产物衰变产生的特征 γ 射线来得到反应截面[7, 8]等等。

在恒星演化涉及的热核反应中，质子辐射俘获 (p, γ)反应是主要的反应类型之一。稳定核素经过(p, γ)反应后，质子数增加 1，因此有可能会产生一个具有 $\beta^+$放射性的不稳定核素。例如，在图 1 显示的 CNO 循环氢燃烧过程中，就有 $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$、$^{14}N(p,\gamma)^{15}O$ 两个关键反应产生具有 $\beta^+$放射性的核素。对这种类型的反应，可以通过测量反应产物衰变产生的 $\beta^+$粒子得到截面，也可以通过测量 $\beta^+$湮灭产生的 511 keV γ 射线来得到截面。对于前者，由于 $\beta^+$探测效率误差较大，很难得到高精度的数据[1]。对于后者，由于反应瞬发 γ 射线产生的电子对以及天然本底等干扰，一般需要打靶后转移至屏蔽体内进行测量[9]，这一方法对于半衰期较长的核素比较合适，但对于半衰期较短的核素并不合适。如 $^{15}O$ 的半衰期只有 2 分钟左右，如果靶转移时间超过 10 分钟，其放射性活度会下降 32 倍，严重影响了实验效率和精度。

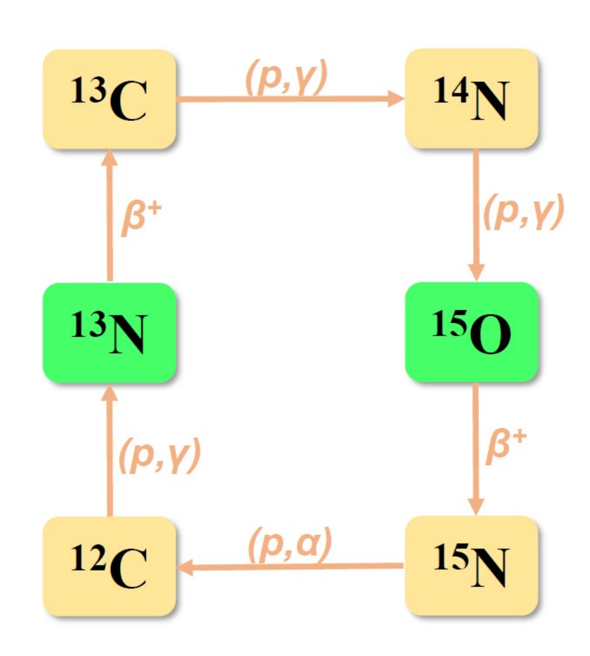



图 1、CNO 循环氢燃烧过程。

2023 年，J. Skowronski 等人提出了一种新的原位测量核反应产物 $\beta^+$衰变的方法[10]，直接利用设置在反应靶周围的探测阵列测量正电子湮灭发射的 511 keV-511 keV γ 射线对。该方法的基本原理为，束流轰击靶发生反应，停束后靶中的反应产物发生 $\beta^+$衰变，$\beta^+$粒子在靶中阻停后和电子发生湮灭，产生两条对向发射的 511 keV γ 射线，用探测阵列中的两个对向单元进行符合测量，利用 511 keV-511 keV 的能量符合关系鉴别出 $\beta^+$衰变事件。该方法的优点在于：1)利用了正电子湮灭时两条 γ 射线发射方向相反这一空间关

联，显著压制了天然本底。2)采用靶不动的原位测量方式，避免了短寿命产物在转移靶时大量衰变的问题。3)可以通过束流开-关循环模式实现长时间的实验测量。目前，J. Skowronski 等人已将该方法成功应用于 $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ 反应截面的实验测量[11]。他们在位于意大利格兰萨索地下实验室的 LUNA 核天体物理实验装置[3]上，利用 6 个 BGO 单元组成的探测阵列，原位测量了 $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ 反应产物 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变，结果和瞬发 $\gamma$ 测量一致，进一步提高了实验数据的精度和可靠性。国内目前也有和 LUNA 的 BGO 探测阵列类似的探测阵列，如锦屏深地核天体物理实验采用的 8 个 BGO 单元组成的探测阵列[12]和近期研发的大型模块化 BGO 探测阵列(LAMBDA)等。

本工作基于 LAMBDA 的第二种构型 LAMBDA-II，在地面实验室利用加速器产生的质子束轰击 C 和 N 靶，对 $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ 反应和 $^{14}N(p,\gamma)^{15}O$ 反应进行了原位正电子湮灭测量，研究了 LAMBDA-II 原位测量正电子湮灭的探测效率和本底，并通过和瞬发 $\gamma$ 测量比较验证了该方法的可靠性。

## 2 实验及数据处理

### 2.1 实验设置

本工作实验是在中国科学院合肥物质科学研究院加速器辐射平台[13]上完成的，该平台目前可以为核天体物理实验在 70~300 keV 能量范围内提供最大 5 mA 的质子束流。图 2 显示了实验的设置，束流经过两个 $\Phi$12 mm 的准直孔打到靶上发生核反应，靶直径为 47.5 mm，靶后采用流动的去离子水冷却，防止束流功率沉积将反应靶融化。靶上游设置了液氮冷却的冷阱，用于吸附管道内残余气体，防止靶上出现碳沉积。靶和靶管构成了法拉第筒来测量束流电荷量，用于统计入射质子数目。在靶和冷阱之间加有-300 V 的电极环，用于抑制束流打在准直孔和靶上产生的电子，利用 LAMBDA-II 探测反应出射的瞬发和衰变 $\gamma$ 射线。LAMBDA-II 是 LAMBDA 的第二种构型，由 48 个完全一致的 BGO 模块组成，每个 BGO 模块的探测单元为 60×60×120 $mm^3$ 的 BGO 晶体，BGO 晶体采用 65 μm 厚的 ESR 高反射膜包覆，晶体端面通过硅油和北京滨松生产的 CR173 型号光电倍增管连接。BGO 模块前端采用 1 mm 厚度的碳纤维外壳支撑固定，尽量减小外壳对 $\gamma$ 射线的吸收效应，提高探测效率。LAMBDA-II 采用德国 ISEG 公司生产的 EHS F060p 高压模块供电，光电倍增管读出的信号直接送入美国 XIA LCC 公司开发的采样频率为 100M、采样精度为 14bit 的 Pixie 16 采集卡进行采样处理，得到信号的时间和能量。LAMBDA-II 有两种工作模式，第一种是采用内层 16 个模块作为主探测器探测反应出射的 $\gamma$ 射线，外层 32 个模块作为反符合探测器来抑制环境本底以及康普顿散射等带来的干扰。这种工作模式主要用于天然本底较高的地面实验测量。第二种是采用全部 48 个模块作为主探测器来提高探测效率，这种工作模式主要用于本底较低的地下实验测量。本文的测试是在地面实验室完成的，因此采用第一种工作模式。

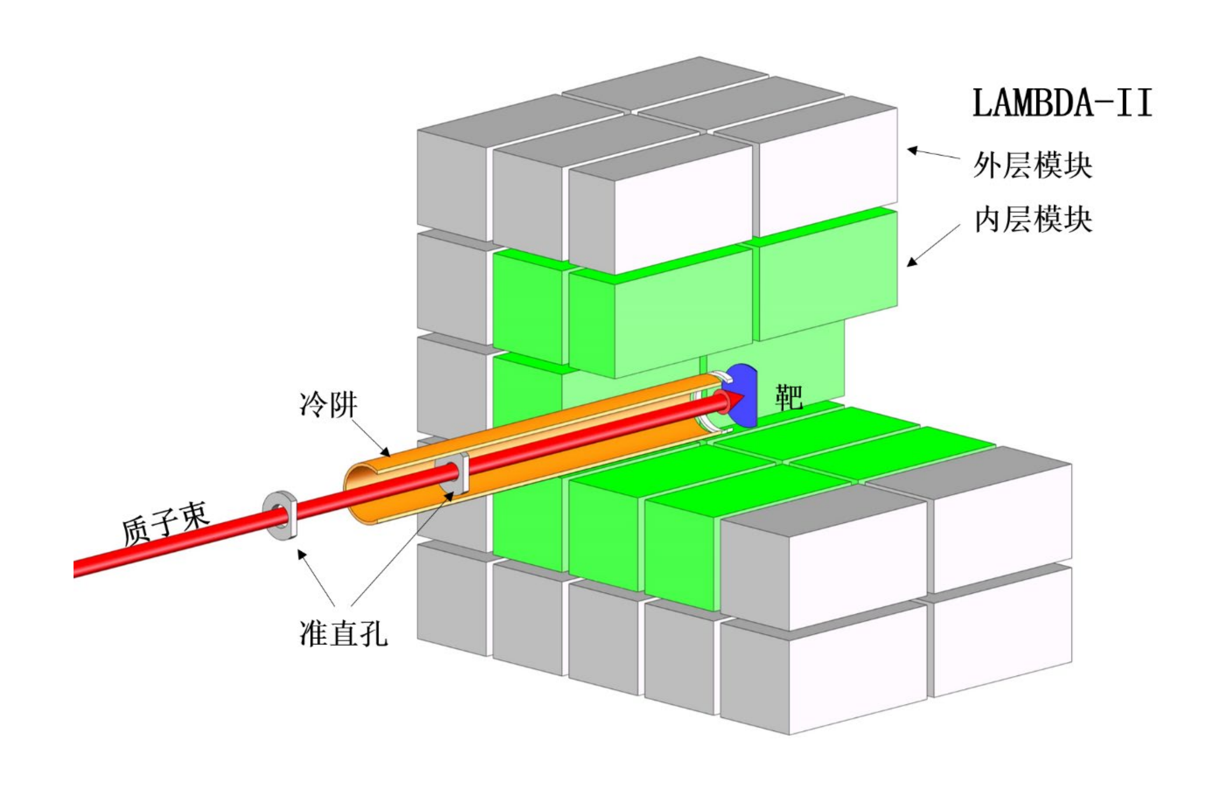



图 2、实验设置示意图。

2.2 蒙特卡洛模拟

为了研究 LAMBDA-II 对正电子湮灭的测量效率，我们根据图 2 显示的实验设置进行了 Geant4 的建模，并利用 $^{137}$Cs 标准源的刻度数据对建模进行了修正和验证。利用该模型对核反应产物的 $\beta^+$衰变进行了模拟。核天体物理关心的(p, γ)反应能量较低，实验中质子束流能量一般小于 300 keV，因此反应产物在靶内的深度分布很浅（通常为几百到几千 nm），远远小于靶厚度(1 mm)，因此可以认为反应产物分布在靶的表面。实验时束斑一般为直径 10-15 mm 的圆或者椭圆，因此在模拟时设定反应产物在靶表面的 X-Y 位置分布为高斯分布，标准偏差为 5 mm。我们对 CNO 循环涉及的三个具有 $\beta^+$衰变性质的反应产物，$^{13}$N、$^{15}$O、$^{17}$F，分别进行了模拟。模拟时直接让 Geant4 程序产生母核并发生衰变，然后追踪并记录衰变产物在 LAMBDA-II 各个模块中沉积的能量，每种反应产物分别模拟 $10^7$ 个事例。得到模拟结果后，我们对数据进行处理和分析，首先根据 LAMBDA-II 的能量分辨对模拟的能量数据进行高斯展宽，然后将 LAMBDA-II 内层直接面向靶的 8 个探测器按对称方向分为 4 组，如图 3 所示，对每组探测器进行 γ-γ 符合得到二维能谱，然后将 4 组 γ-γ 符合能谱叠加得到总的 γ-γ 符合能谱。

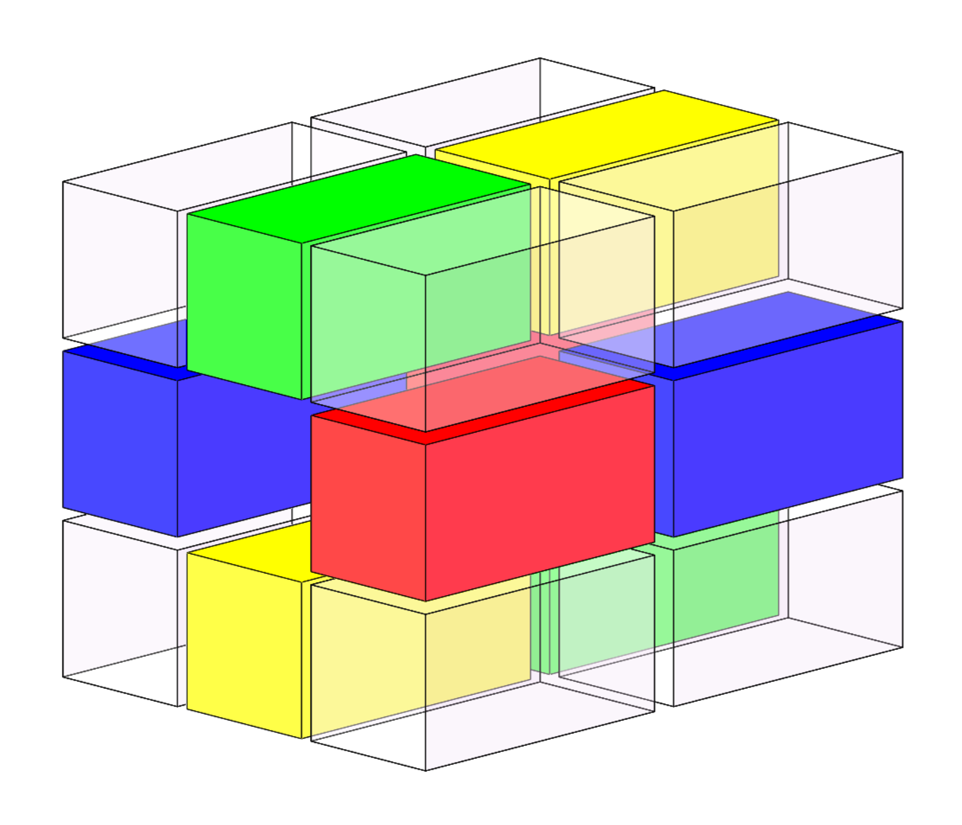


图 3、 进行 γ-γ 符合探测时采用的 LAMBDA-II 内层模块分组。将直接面向中心靶源的 8 个模块按对向分为 4 组，分别用红、蓝、绿、黄标记。

图 4 显示了模拟得到的 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变 γ-γ 符合能谱，从中可以清晰看出 511 keV-511 keV γ 射线对的全能峰符合关系，对其计数进行统计即可得到 511 keV γ 射线对的符合计数。统计计数时，在 γ-γ 符合能谱上以(511 keV，511 keV)为中心，向外统计 2$\sigma$($\sigma$ 为对 511 keV γ 峰进行高斯拟合得到的标准偏差)范围，如图 4 中的红圈所示。统计 2$\sigma$ 范围一方面保证了 90%以上的事件统计率，另一方面尽量缩小统计区域来降低本底。根据统计计数和模拟事例数的比例，得到 LAMBDA-II 对 $^{13}N$、$^{15}O$、$^{17}F$ 的 $\beta^+$衰变测量效率分别为(7.5±0.3)%、(7.4±0.3)%、(7.4±0.3)%，数据的误差是假设产物的中心位置和 LAMBDA-II 的中心位置有±3mm 的偏离带来的。可以看出在目前的设置下 LAMBDA-II 对 $\beta^+$衰变测量效率并不太高，这主要是因为反应产物在靶表面发生衰变，有一半的 $\beta^+$粒子朝靶外发射，没有在靶内发生正电子湮灭造成的。另外值得注意的是，模拟显示 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变测量效率要略高于 $^{15}O$ 和 $^{17}F$，其原因应该与发射的正电子能量不同有关，不过二者相差很小，在大部分实验中可以忽略不计。

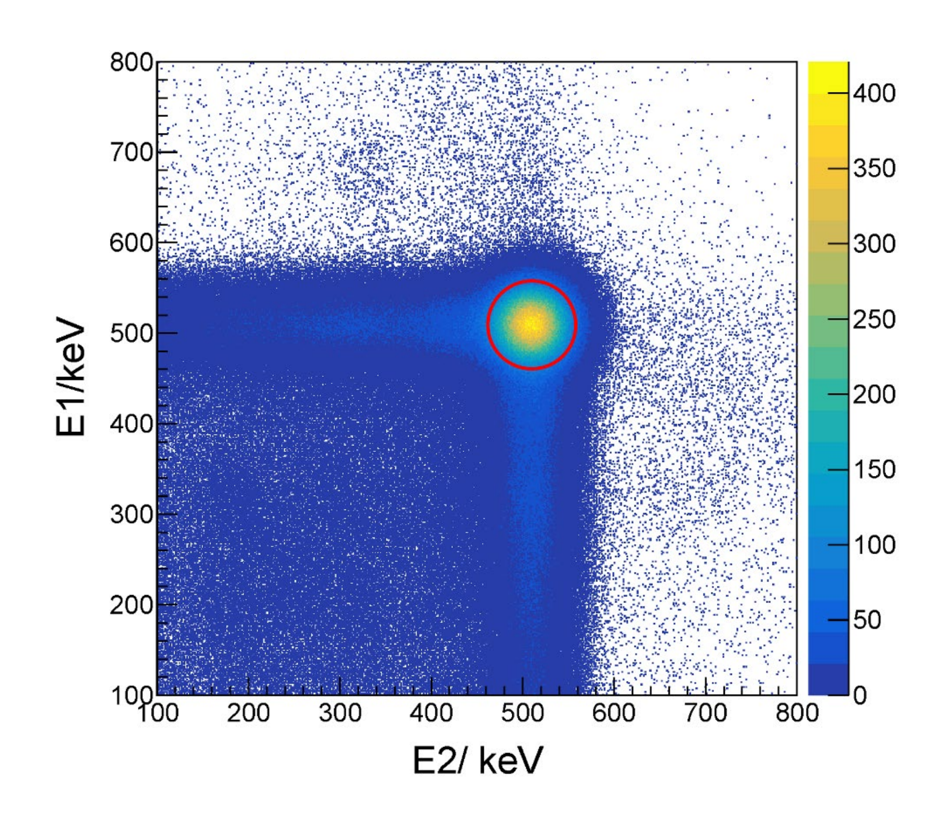



图 4、利用 LAMBDA-II 建模进行蒙特卡洛模拟得到的 $^{13}N$ 的 $\beta^{+}$衰变 γ - γ 符合能谱，其中红圈表示数据处理时采用的 511 keV-511 keV 符合窗口。

2.3 效率刻度

为了检验蒙特卡洛模拟的可靠性，我们对 LAMBDA-II 的 $\beta^{+}$衰变测量效率进行了实验刻度。由于实验室没有正电子发射源，我们采用了文献[10]中提到的方法进行刻度，即对同一块靶分别进行原位测量和离线测量，然后对二者进行比较来得到原位测量的探测效率。实验先采用 1 mA 质子束流打天然 C 靶，通过 $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ 反应产生 $^{13}N$，停束后先用 LAMBDA-II 测量 500 s 左右的 $\beta^{+}$衰变，然后将靶拆下转移到刻度好效率的高纯锗谱仪上测量 $\beta^{+}$衰变产生的 511 keV γ 射线，离线测量 1000 s 左右后再将反应靶放回原位并用 LAMBDA-II 进行测量。图 5 显示了 LAMBDA-II 测量得到的 γ-γ 符合能谱，可以看出形状和蒙特卡洛模拟得到的结果(图 4)一致。

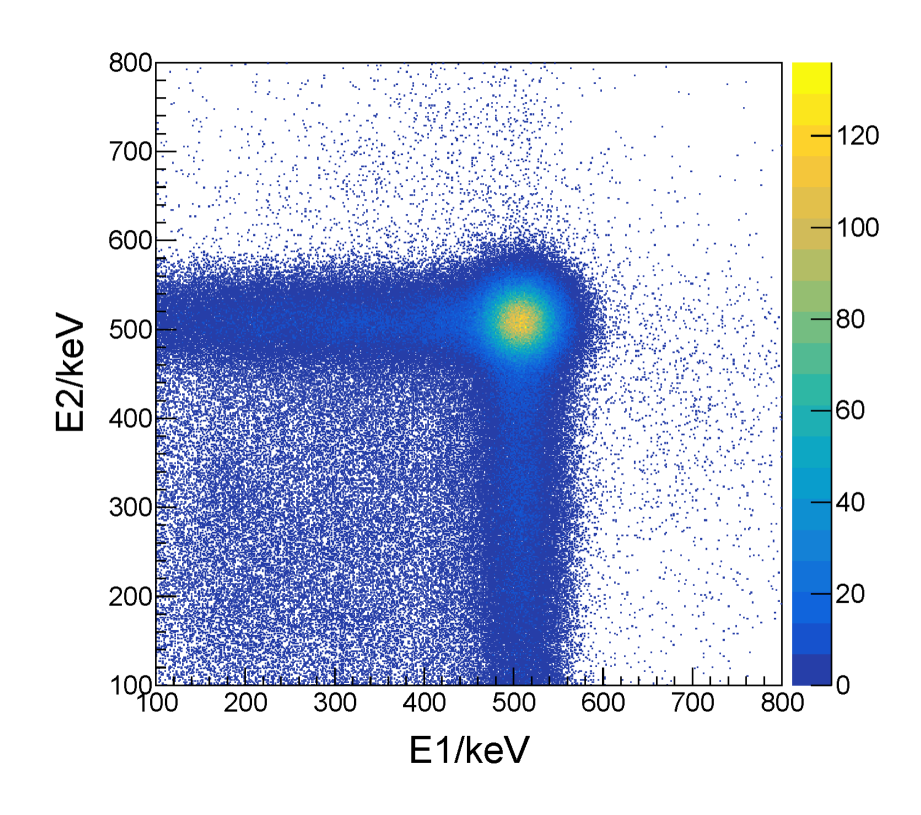



图 5、利用 LAMBDA-II 测量得到的 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变 $\gamma$ - $\gamma$ 符合能谱。

利用和处理模拟数据时同样的符合窗口从图 5 中鉴别出 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变事例，同时从高纯锗能谱上鉴别出离线测量得到的 $\beta^+$衰变事例，将这些事例的时间信号取出即可得到整个测量期间靶内 $^{13}N$ 的衰变曲线，如图 6 所示。可以看出，由于 LAMBDA-II 和高纯锗谱仪的效率不一样，二者并不在一条线上，拟合发现高纯锗谱仪的数据需要乘一个 3.55 的系数才能和 LAMBDA-II 的测量结果一致，这说明 LAMBDA-II 对 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变事例的测量效率为高纯锗谱仪的 3.55 倍。以 $^{137}Cs$ 和 $^{133}Ba$ 标准源刻度为基准进行蒙特卡洛模拟，得到高纯锗谱仪对 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变测量效率为(2.13±0.06)%，从而计算出 LAMBDA-II 对 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变事例的测量效率为(7.6±0.2)%，与蒙特卡罗模拟结果(7.5±0.3)%相符合，说明 LAMBDA-II 的蒙特卡洛模拟是可靠的。将 LAMBDA-II 测量数据和归一后的高纯锗谱仪测量数据合并进行指数衰减拟合，得到其半衰期为(598.9±2.5) s，和现有数据(597.9±0.24) s[14]一致，这说明 $\beta^+$粒子绝大部分来自于反应产物 $^{13}N$ 的衰变。

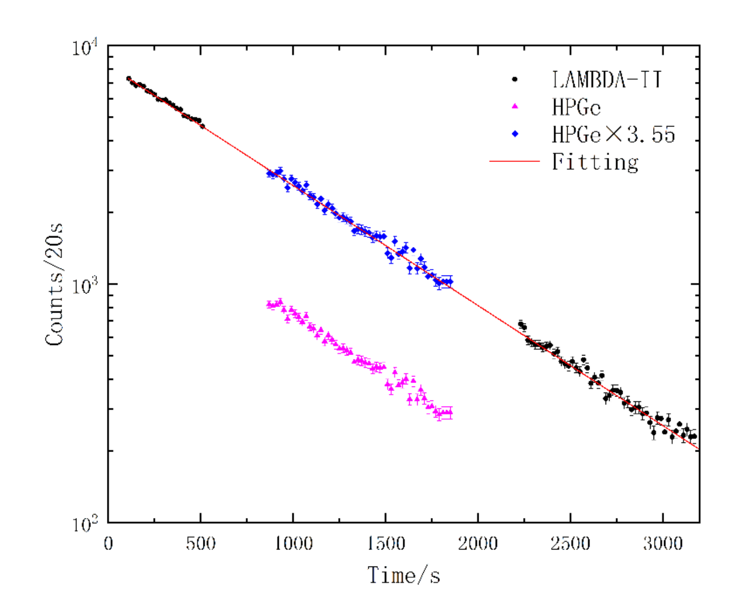



图 6、停束后 $^{12}C(p, \gamma)^{13}N$ 反应产物 $^{13}N$ 的 $\beta^+$衰变曲线，其中黑色圆点为 LAMBDA-II 原位测量结果，紫色正三角点为高纯锗谱仪测量结果，蓝色正三角点为归一后的高纯锗谱仪测量结果，红色实线为实验结果的拟合值。

2.4 $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ 反应测量

$^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ 反应是 CNO 氢燃烧中的关键反应之一，该反应在 $E_{c.m.} = 259$ keV 处存在一个较强的共振，长期被作为核天体物理实验研究 $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ 反应的基准，具有较高精度的共振强度和共振跃迁分支比数据[15-18]。因此本工作选择该共振来检验原位正电子湮灭测量方法的可靠性。实验采用加速器提供的 0.1 mA 质子束流轰击 TiN 靶进行测量。TiN 靶采用磁过滤阴极真空弧技术[19]制备，厚度为 150 nm 左右，衬底为厚度 1 mm 的 Ta 片。首先我们通过不断改变束流能量并测量 $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ 反应瞬发 γ 射线，对 $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ 反应在 $E_p$ = 280 keV 附近的共振产额进行了扫描，发现在 $E_p$=282-287 keV 有一个很好的产额坪区，因此选择 $E_p$=284 keV 能量点对 $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ 反应进行了原位 $\beta^+$衰变测量。$^{15}O$ 的半衰期为(122.23±0.23) s[20]，原位 $\beta^+$衰变方法测量时采用束流轰击 400 s、停束 1200 s 往复循环的方案，轰击 400 s 是为了累积到足够的 $^{15}O$ 产物活度，停束 1200 s 测量是为了将 $^{15}O$ 产物活度降低至停束时刻活度的 0.1%左右，不干扰下一轮次的测量。采用和前面同样的处理方法，我们得到了 $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ 反应产物 $^{15}O$ 的 $\beta^+$衰变时间谱，如图 7 所示，从图中可以看出很好的放射性增长-衰变规律。我们对其中三段停束测量的衰变时间谱进行了拟合，得到的半衰期为(122.7±0.4) s，和现有数据一致，证明 $\beta^+$粒子绝大部分来自于反应产物 $^{15}O$ 的衰变。

由于在打靶过程中，加速器提供的束流强度有涨落，造成反应产额会发生涨落，对计算停束时刻的反应产物放射性活度有影响，因此需要利用束流强度随时间的变化关系来进行详细的计算。实验中平均每 0.7 s 记录一次束流强度，远小于 $^{15}O$ 的半衰期，可以近似认为每次束流测量周期内的束流强度不变，然后利

用放射性增长规律对单个束流测量周期内的 $\beta^+$衰变活度随时间的变化关系$A_{in}^k(t)$进行计算

$$A_{in}^k(t) = Y\varepsilon I_b^k\left[1 - e^{-\lambda(t-t_{start})}\right] \quad (1),$$

其中 $Y$ 为反应产额，$\varepsilon$ 为 LAMBDAII 对 $\beta^+$衰变的测量效率，$I_b^k$为第 $k$ 个束流测量周期内的束流强度，$\lambda$ 为衰变常数，$t$ 为测量时间，$t_{start}$ 为束流测量开始时刻。再计算出单个周期内剩余的 $^{15}O$ 在后续时间内的 $\beta^+$衰变活度随时间的变化关系$A_{out}^k(t)$。

$$A_{out}^k(t) = Y\varepsilon I_b^k\left(1 - e^{-\lambda\Delta t}\right)e^{-\lambda t} \quad (2),$$

其中 $\Delta t$ 为第 $k$ 个束流测量周期的测量时间。这样即可得到每个束流测量周期产物的 $\beta^+$衰变曲线，将它们加和即可得到整个测量过程中产物的 $\beta^+$衰变曲线 $A(t)$

$$A(t) = \sum_k\left[A_{in}^k(t) + A_{out}^k(t)\right] \quad (3),$$

利用(3)式对停束测量衰变期间的实验数据进行拟合，得到反应产额 $Y$ 为$(4.3\pm0.1)\times10^7$/C，和测量反应瞬发 $\gamma$ 射线得到的结果$(4.2\pm0.1)\times10^7$/C 相符合。

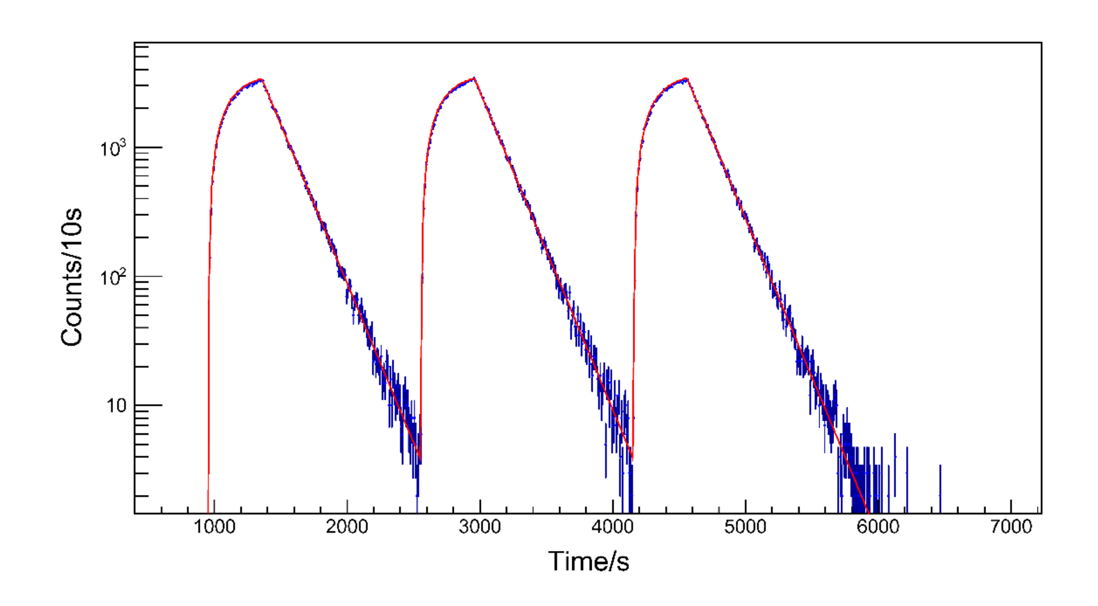



图 7、利用 LAMDA-II 原位 $\beta^+$测量得到的 $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ 反应 259 keV 共振产物的衰变时间谱，蓝色圆点代表实验数据，红色实线代表对停束测量衰变期间实验数据的拟合值。

## 2.3 本底测量

核天体物理主要关心伽莫夫窗口内的截面测量，反应产额极低，往往一小时只有几个计数，因此原位正电子湮灭测量方法还需要探测器具有良好的本底。对于直接测量反应瞬发 $\gamma$ 射线，通常需要在深地实验室进行以降低宇宙射线引起的本底。511 keV-511 keV $\gamma$ 射线对有很好的方向符合关系，可以大大减少宇宙射线引起的本底。因此我们对 LAMBDA-II 在地面测量 $\beta^+$衰变的天然本底进行了研究，测量共持续了 6 小

时，得到的结果如图 8 所示。利用和前面同样的条件进行开门，得到 511 keV-511 keV 符合事件总数为 16 个，即本底计数为(2.7±0.7)个/小时。该本底水平虽然已经较低，但还未能达到核天体反应测量通常需要的 0.1 个/小时，需要进一步降低。目前分析本底主要来源是 BGO 晶体内部的放射性以及宇宙射线在靶上产生的正电子等，具体原因还有待进一步的实验和分析，如筛选内生放射性更低的模块作为内层探测器、将 LAMBDA-II 转移至锦屏深地实验室测量本底。

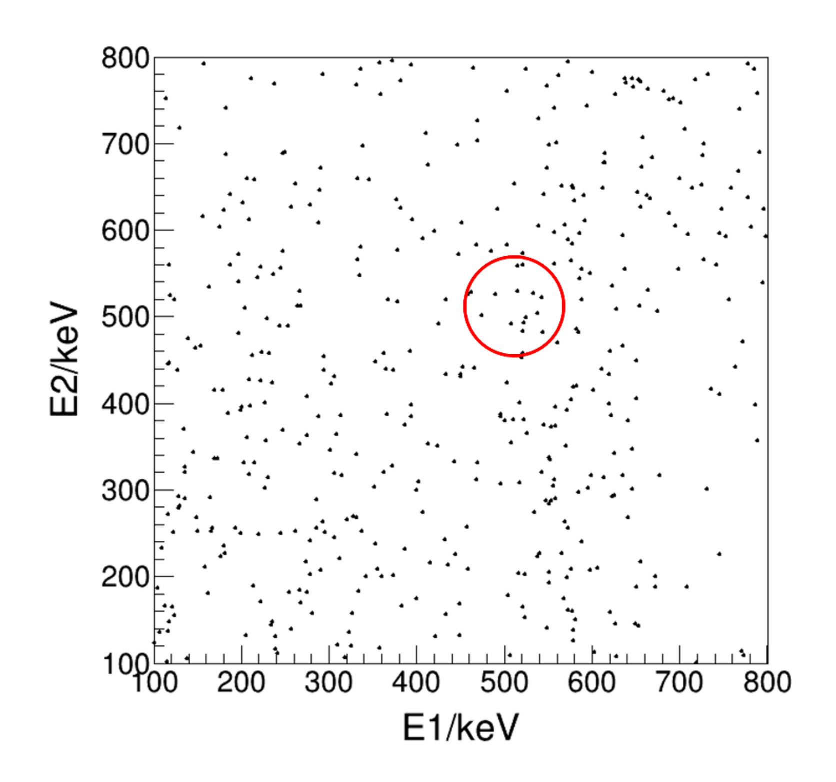



图 8、LAMBDA-II 在地面实验室测量 $\beta^+$衰变的天然本底，红圈表示 511 keV-511 keV 符合窗口。

## 3　总结

本文基于国内近期自主研发的大型模块化 BGO 探测阵列 LAMBDA-II，对国际最新提出的原位正电子湮灭测量研究核天体反应的方法进行了实验研究和验证。通过地面实验室的反应测量发现，LAMBDA-II 对反应产物原位 $\beta^+$衰变的探测效率为(7.6±0.2)%，与蒙特卡洛模拟一致。原位正电子湮灭测量得到的 $^{14}$N(p, $\gamma$)$^{15}$O 反应 259 keV 共振产额和瞬发 $\gamma$ 射线测量结果一致，验证了该方法的可靠性。本文还对地面实验室 LAMBDA-II 测量 $\beta^+$衰变的本底进行了研究，下一步将继续进行深地实验测试，进一步分析本底来源和降低本底水平。

**参考文献（References）**


[1] HESTER R E, PIXLEY R E, LAMB W A S. Physical Review, 1958, 111(6): 1604. doi: 10.1103/PhysRev.111.1604.

[2] Su Jun, ZHANG Hao, LI Zhihong, et al. Science Bulletin, 2022, 67(2): 125–32. doi:10.1016/j.scib.2021.10.018.

[3] GREIFE U, ARPESELLA C, BARNES C A, et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1994, 350(1-2): 327-337. doi: 10.1016/0168-9002(94)91182-7.

[4] LIU Weiping, LI Zhihong, HE Jiangjun, et al. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2016, 59: 1-7. doi: 10.1007/s11433-016-5785-9.

[5] KREMER R M, BARNES C A, CHANG K H, et al. Physical Review Letters, 1988, 60(15): 1475. doi: 10.1103/PhysRevLett.60.1475.

[6] DABABNEH S, HEIL M, KÄPPELER F, et al. Physical Review C, 2003, 68(2): 025801. doi: 10.1103/PhysRevC.68.025801.

[7] BEMMERER D, CONFORTOLA F, COSTANTINI H, et al. Physical review letters, 2006, 97(12): 122502. doi: 10.1103/PhysRevLett.97.122502.

[8] GYÜRKY G, HALÁSZ Z, KISS G G, et al. Physical Review C, 2022, 105(2): L022801. doi: 10.1103/PhysRevC.105.L022801

[9] DI LEVA A, SCOTT D A, CACIOLLI A, et al. Physical review C, 2014, 89(1): 015803. doi:10.1103/PhysRevC.89.015803

[10] SKOWRONSKI J, GESUÈ R M, BOELTZIG A, et al. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2023, 50(4): 045201. doi: 10.1088/1361-6471/acb961.

[11] SKOWRONSKI J, A BOELTZIG, G F CIANI, et al. Physical Review Letters, 2023, 131(16): 162701. doi:10.1103/PhysRevLett.131.162701.

[12] YANG Guochun, Hua Leiming, Lu Fei, et al. Nuclear Science and Techniques, 2022, 33(6): 68. doi:10.1007/s41365-022-01058-2.

[13] CHEN Yinji, ZHANG Liyong, CHEN Size, et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2023, 1054: 168401. doi:10.1016/j.nima.2023.168401.

[14] AJENBERG-SELOVE F. Nuclear Physics A, 1981, 360(1): 1-186. doi: 10.1016/0375-9474(91)90446-D.

[15] RUNKLE R C, CHAMPAGNE A E, ANGULO C, et al. Physical Review Letters, 2005, 94(8): 082503. doi: 10.1103/PhysRevLett.94.082503.

[16] IMBRIANI G, ROCA V, ROMANO M, et al. European Physical Journal. A, 2005, 253): 455-466. doi: 10.1140/epja/i2005-10138-7.

[17] BEMMERER D, CONFORTOLA F, LEMUT A, et al. Nuclear Physics A, 2006, 779: 297-317. doi: 10.1016/j.nuclphysa.2006.09.001.

[18] DAIGLE S, KELLY K J, CHAMPAGNE A E, et al. Physical Review C, 2016, 94(2): 025803. doi: /10.1103/PhysRevC.94.025803.

[19] Wang L H, Shen Y P, Su J, et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions With Materials and Atoms, 2022, 512: 49-53. doi: 10.1016/j.nimb.2021.11.020.

[20] AZUELOS G, KITCHING J E, RAMAVATARAM K. Physical Review C, 1977, 15(5): 1847. doi: 10.1103/PhysRevC.15.1847.

# In situ measurement of the positron annihilation in the nuclear astrophysical experiment

LIN Shen[1], SONG Luyang[1], SU Jun[1#], CHEN Xin[1], SHEN Zhilin[1], ZHANG Hao[1], SHENG Yaode[1], ZHANG Liyong[1], HE Jianjun[1], CHEN Size[2], SHEN Yangping[3], JIN Shilun[4], LU Fei[5], XIAO Dan[2], ZHANG Yong[2], NAN Wei[3], JIANG Yuchen[3], ZHANG Yuqiang[3], ZHANG Yang[3], TIAN Junwen[3], JIANG Xinzhi[1], CHEN Yinji[1], WANG Lin[1], QIN Zhiwei[1], LIU Fengcheng[1]

*( 1. College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;*

*2. Institute of Nuclear Energy Safety Technology of Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Science, Hefei 230031, China*

*3. China Institute of Atomic Energy, P. O. Box 275(10), Beijing 102413, China;*

*4. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou, 730000, China*

*5. Shanghai Advanced Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201210, China;*

*)*

**Abstract:** In thermonuclear reactions of nuclear astrophysical interest, some can produce short-lived products that emit positrons. The positrons emitted by these products will annihilate with electrons in the target and then produce a pair of 511 keV γ-rays, which can be used to determine the reaction yield and calculate the cross-section as well as the astrophysical S-factor. Recently, it has been found that the spatial coincidence measurements can be performed basing on the opposite direction of the 511 keV-511 keV γ-ray pair, which can reduce the natural background and enables the *in situ* measurement of the reaction yield using activity method. In this paper, based on the recently developed large modular BGO detector array LAMBDA-II, this method has been investigated and validated in the ground laboratory, which provides good basis for further application of this method in the nuclear astrophysical investigations in the future.

**Key words:** Nuclear astrophysics; Positron annihilation; In situ measurement; Natural background

**Received date: 2023-10-07; Revised date: 2024-03-29**

**Foundation item: the National Key Research and Development Program of China (2022YFA1603301) National Natural Science Foundation of China (12275026)**

**Corresponding author(option): SU Jun, E-mail: sujun@bnu.edu.cn**